

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Máster en Nanofísica y Materiales Avanzados.



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Control de la velocidad de la luz en películas nanométricas
de agregados moleculares.

Gustavo Carlos Martínez Calzada

Directora

Prof. Elena Díaz García

Curso académico 20[14-15]

Control de la velocidad de la luz en películas nanométricas de agregados moleculares.

En este Trabajo Fin de Master estudiamos el comportamiento de un pulso óptico en el seno de una película nanométrica de agregados moleculares. Generalizando trabajos anteriores hemos considerado la creación y aniquilación de dos excitones a través de un modelo de cuatro niveles energéticos. Nuestras simulaciones numéricas muestran que la dinámica de dos excitones juega un papel relevante, y da lugar a grandes retardos en la propagación del pulso luminoso en comparación con otros sistemas no nanométricos. Es más, la distorsión del pulso y la ganancia de la señal permanecen dentro de límites muy prometedores para su aplicación en telecomunicaciones. Nuestro trabajo se centra en analizar qué conjunto de parámetros del sistema proporciona una respuesta óptima en aplicaciones de luz lenta, así como en el estudio de los efectos del desorden. Nuestra conclusión es que los procesos de luz lenta son un fenómeno robusto en estos sistemas, incluso en presencia de una dinámica excitónica compleja.

Palabras clave:

Luz lenta, pulso de luz, agregados J, retardo, distorsión de la señal, simulaciones numericas, interacción de dos excitones.

Control of the speed of light in nanometric aggregate nanofilms.

In this Master Thesis we study the behavior of an optical pulse within a nanometric film of linear molecular aggregates. Generalizing previous reports we have considered the formation and annihilation of two excitons by means of a four-level model. Our numerical simulations show that the two-exciton dynamics plays a significant role and still supports remarkable fractional delays of the pulses in comparison with other non-nanometric systems. More importantly the pulse distortion and the signal gain remain within relevant limits for technological applications. Our work is focused on analyzing the best set of parameters that give rise to an optimal response, as well as the effects of disorder on the performance of the system. We conclude that slow light processes are a robust phenomenon in these systems when the complexity of the exciton dynamics is increased.

Keywords:

Slow light, light pulse, J-Aggregates, fractional delay, signal distortion, numerical simulations, two-exciton interaction.

Control de la velocidad de la luz en películas nanométricas de agregados moleculares.

Gustavo Carlos Martínez Calzada

Directora: Elena Díaz García

Departamento de Física de Materiales, Universidad Complutense de Madrid.

En este trabajo hemos estudiado el comportamiento de un pulso luminoso, con una longitud de onda central en el rango visible, al propagarse a lo largo de una película nanoscópica de J-agregados (JA). El sistema se estudia bajo el formalismo de las ecuaciones de Maxwell-Bloch e introduciendo la dinámica de dos excitones, lo que da lugar a un sistema de cuatro niveles energéticos. Mediante un escaneo de parámetros, se pretende analizar el efecto de dicha dinámica en el retardo de los pulsos que viajan a través de la lámina. Para ello, se buscan las condiciones que optimicen el retardo y minimicen la distorsión de los pulsos mediante un análisis de las curvas de transmitancia, las cuales pueden presentar biestabilidad óptica. A través de las simulaciones numéricas de propagación de pulsos, con y sin desorden en el sistema, demostramos que el dispositivo genera retardos apreciables y distorsiones del pulso bajas. Además encontramos que la relación entre los coeficientes de desexcitación de los niveles energéticos juega un papel importante en este proceso.

I. INTRODUCCIÓN.

El fenómeno de luz lenta, gracias al cual se puede disminuir la velocidad de grupo de un pulso luminoso cuando atraviesa un medio, es un tema de gran interés, debido especialmente a sus aplicaciones en telecomunicaciones [1, 2]. Además, ha demostrado incrementar la sensibilidad de interferómetros y de distintos sensores [3, 4]. Conseguir controlar la velocidad de propagación de un pulso a lo largo de un medio material permitiría construir dispositivos exclusivamente ópticos, mejorando notablemente la calidad y rapidez de intercambio de información.

La luz lenta, que se caracteriza por propagarse en un sistema con una velocidad de grupo $v_g = d\omega/dk|_{\omega} = c/n_g \ll c$ donde ω es la frecuencia angular del pulso incidente, puede estudiarse a través del fenómeno conocido como oscilaciones coherentes de población (CPO) [5]. Éste se produce cuando las poblaciones de los estados oscilan a la frecuencia de modulación de una señal entrante, lo que reduce la absorción en un cierto rango de frecuencias, del orden del tiempo típico de desexcitación del sistema. Este efecto modifica además la curva de dispersión del material en un rango de frecuencias pequeño, dando lugar a una reducción de la velocidad de

grupo. Cuando se propaga un pulso a través del medio, la distorsión provocada es reducida si el ancho de banda no supera el inverso del tiempo de desexcitación mínimo de los niveles involucrados.

La calidad de un dispositivo de luz lenta se evalúa en términos de la distorsión del pulso y el retardo, conseguido cuando un pulso atraviesa el medio [5]. Para conseguir construir un dispositivo óptico de luz lenta es necesario buscar retardos elevados y distorsiones reducidas. La posibilidad de generar efectos de luz lenta en láminas delgadas de agregados moleculares lineales [6] presenta un camino especialmente interesante, ya que su respuesta ocurre en muestras de tamaños del orden de los nanómetros. Este comportamiento contrasta con las escalas macroscópicas necesarias para lograr el mismo efecto en las fibras ópticas comerciales [1].

Los JA consisten en largas cadenas alineadas de moléculas orgánicas, formadas por miles de monómeros. Sus propiedades fotónicas resultan interesantes, pues responden de forma colectiva a campos electromagnéticos, a través de la creación de excitones de Frenkel [7]. En la práctica, debido a inhomogeneidades en la longitud de las cadenas, en el mejor de los casos los estados que

contribuyen a la luz lenta están localizados en segmentos formados por un número de monómeros del orden de varias decenas. El desorden también da lugar a un ensanchamiento inhomogéneo en el espectro del sistema. Es necesario que los monómeros que forman las cadenas estén ligados coherentemente para que la excitación electrónica se vea amplificada [8].

Los estudios de biestabilidad óptica mediante un esquema simplificado a dos niveles [9, 10] sentaron las bases teóricas del estudio de las propiedades ópticas de láminas delgadas de JA. Trabajos posteriores [11, 12] utilizaron un modelo de cuatro niveles (Fig. 1), en los cuales se introdujo la posibilidad de interacción entre los excitones presentes en una determinada cadena.

El problema de la propagación de un pulso luminoso en una lámina delgada de JA y el estudio del retardo y la distorsión del mismo se realizó con detalle en [6]. Una de las aproximaciones realizadas en este trabajo consiste en considerar una intensidad del haz incidente lo suficientemente baja como para poder despreciar la posible aparición de estados energéticos de dos excitones, con energía superior, y así concentrarse en un esquema de dos niveles. El presente trabajo pretende ampliar el rango de validez de ese estudio, extendiendo los resultados al modelo de cuatro niveles, con el objetivo de investigar el comportamiento óptico de una muestra de JA bajo la incidencia de un haz luminoso de alta intensidad.

II. MODELO Y FORMALISMO.

El fin de este trabajo es estudiar la propagación de un pulso de luz visible con longitud de onda λ , en el seno de una lámina delgada de JA, cuyo grosor L verifica $L \ll \lambda$. Se tomará el agregado PIC-Br como base para nuestro estudio. El modelo presentado a continuación es el mismo que aquellos utilizados en [11, 12]. Aunque un agregado molecular contiene miles de moléculas, debido al desorden presente en la muestra, la unidad óptica que responde al campo incidente de forma coherente no es el agregado en sí, sino un segmento de longitud N . De hecho, la interacción radiación-materia en este sistema se caracteriza por la existencia de estados excitónicos localizados en estos segmentos. Además la estructura energética de excitones en estos segmentos coherentes es similar a la que tendría un agregado perfecto de longitud N , de modo que se puede modelar el

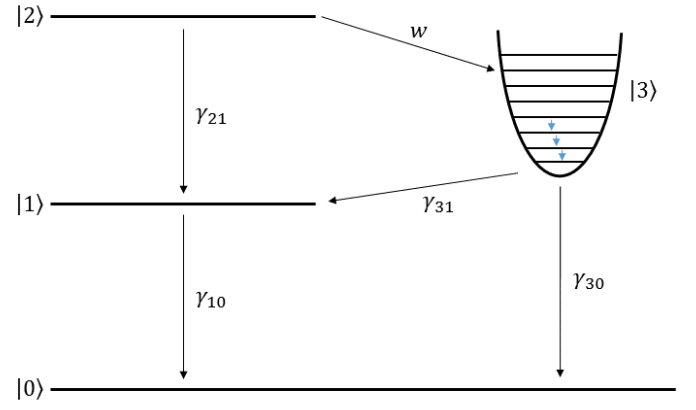


Fig. 1: Esquema del modelo de cuatro niveles considerado en la descripción de un segmento coherente del agregado molecular. Los parámetros γ_{10} , γ_{21} , γ_{31} y γ_{32} son las razones de desexcitación de los distintos niveles. El ritmo de aniquilación de dos excitones viene descrito por w .

problema como un conjunto de segmentos lineales de longitud N que no interaccionan entre sí.

En nuestro trabajo consideramos que cada uno de los segmentos posee una estructura energética de cuatro niveles $|i\rangle$ ($i = 0, 1, 2, 3$). De este modo $|0\rangle$ representa el estado fundamental y los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ están asociados a la creación de uno o dos excitones respectivamente. Estos excitones se generan gracias a un fuerte acoplamiento resonante dipolo-dipolo entre los monómeros que conforman un segmento. La aniquilación de excitones tiene lugar desde el estado $|2\rangle$ mediante la excitación de modos vibracionales de alta energía en el estado $|3\rangle$. Después de una relajación asistida por fonones al estado de mínima energía en $|3\rangle$, el sistema puede relajarse de nuevo por procesos radiativos a los estados $|0\rangle$ y $|1\rangle$; ver Fig. 1.

Bajo estas consideraciones, y de acuerdo con [6, 9-12], nuestro sistema se modela como un ensamblado de JA lineales dispuestos en una geometría de lámina delgada. Se asumirá que el campo incidente es una onda plana de frecuencia ω con polarización paralela a los momentos dipolares de todos los agregados, así como al plano de la lámina. Se considerará un campo incidente resonante con la transición entre los niveles $|0\rangle$ y $|1\rangle$, $\omega = \omega_{10}$, que no creará más de dos excitones por segmento. La transición entre los niveles $|2\rangle$ y $|1\rangle$ está desintonizada de la anterior en $\omega_{21} - \omega_{10} = \frac{3\pi^2 J}{\hbar N^2}$, donde $J = 0.06\text{eV}$ es la constante de acoplo entre monómeros próximos. Por último, los agregados están desacoplados unos de otros y su acoplamiento a los alrededores se rige a través de una constante fenomenológica de relajación [12].

Considerando estas premisas es posible describir la evolución temporal de cada segmento coherente de longitud N bajo las aproximaciones de onda rotante y amplitud lentamente variable, a través de las ecuaciones de Maxwell-Bloch. En concreto, las ecuaciones que rigen la dinámica de la matriz densidad 4×4 asociada a este sistema son:

$$\dot{\rho}_{00}^N = \frac{1}{4}\mu_{10}(\Omega R_{10}^{N*} + \Omega^* R_{10}^N) + \gamma_{10}\rho_{11}^N + \gamma_{30}\rho_{33}^N \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11}^N = & -\gamma_{10}\rho_{11}^N + \gamma_{21}\rho_{22}^N + \gamma_{31}\rho_{33}^N \\ & + \frac{1}{4}\mu_{21}(\Omega R_{21}^{N*} - \Omega^* R_{21}^N) \\ & - \frac{1}{4}\mu_{10}(\Omega R_{10}^{N*} - \Omega^* R_{10}^N) \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\dot{\rho}_{22}^N = -(\gamma_{21} + w)\rho_{22}^N - \frac{1}{4}\mu_{21}(\Omega R_{21}^{N*} - \Omega^* R_{21}^N) \quad (1c)$$

$$\dot{\rho}_{33}^N = -\gamma_{30}\rho_{33}^N + w\rho_{22}^N \quad (1d)$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_{10}^N = & -(i\Delta_{10}^N + \Gamma_{10})R_{10}^N - \mu_{10}\Omega(\rho_{00}^N - \rho_{11}^N) \\ & + \frac{1}{2}i\mu_{21}\Omega^* R_{20}^{N*} \end{aligned} \quad (1e)$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_{21}^N = & -\left(i\Delta_{21}^N + \Gamma_{21} + \frac{1}{2}w\right)R_{21}^N - \mu_{21}\Omega(\rho_{11}^N - \rho_{22}^N) \\ & - \frac{1}{2}i\mu_{10}\Omega^* R_{20}^{N*} \end{aligned} \quad (1f)$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_{20}^N = & -(i\Delta_{10}^N + i\Delta_{21}^N + \Gamma_{20} + \frac{1}{2}w)R_{20}^N \\ & + \frac{1}{2}i\mu_{21}\Omega R_{10}^N - \frac{1}{2}i\mu_{10}\Omega R_{21}^N \end{aligned} \quad (1g)$$

Aquí ρ_{ii}^N es la población del nivel $|i\rangle$, verificando $\sum_i \rho_{ii}^N = 1$ y R_{ij}^N son las amplitudes complejas lentamente variables de los elementos de matriz fuera de la diagonal. Los elementos fuera de la diagonal ρ_{30}^N , ρ_{31}^N y ρ_{32}^N se pueden despreciar cuando la relajación entre los subniveles vibrónicos de $|3\rangle$ es suficientemente rápida [12].

Nótese que la dispersión en segmentos de localización N afecta solamente a los desajustes en frecuencia de la transición ω_{10} , ya que las fluctuaciones de $\Delta_{10} = \omega_{10} - \omega$ son las que representan el mayor efecto del desorden en N . El resto de cantidades se sustituirán por su valor medio [11]. Esta aproximación es válida siempre que la anchura de la distribución de desorden de Δ_{10} sea menor que el valor $\Delta_{21} = \omega_{21} - \omega$.

La constante de relajación de un segmento de longitud N por emisión espontánea entre los niveles $|i\rangle$ y $|j\rangle$ es γ_{ij} , mientras que las constantes de relajación, incluyendo otros efectos no radiativos, son Γ_{ij} . Así, se definen $\gamma_{10} = \gamma_0|\mu_{10}|^2$, $\gamma_{21} = \gamma_0|\mu_{21}|^2$, $\gamma_3 = \gamma_{30} + \gamma_{31}$, $\Gamma_{10} = \frac{\gamma_{10}}{r}$ y $\Gamma_{20} = \Gamma_{21} = \frac{\gamma_{21}}{r}$, con $r = 0.02$.

Aquí, $\gamma_0 = 1/3.7 \text{ ns}^{-1}$ representa la emisión espontánea de un monómero. Los momentos dipolares adimensionales asociados a las transiciones mencionadas son $\mu_{10} = d_{10}/d$ y $\mu_{21} = d_{21}/d$, donde $d = \sqrt{(d_{10}^2 + d_{21}^2)/2}$. Para obtener d_{10} y d_{21} basta considerar que $d_{10} = d_0\sqrt{N}$ así como $\frac{|d_{21}|^2}{|d_{10}|^2} \approx 1.5$ [12]. Tomaremos como parámetros propios del sistema $N = 100$ y $d_0 = 12.2D$, representando el número de agregados por segmento coherente y el momento dipolar asociado a un monómero, respectivamente [6]. Por último el ritmo de aniquilación de excitones será $w = 5ps^{-1}$.

Por simplicidad, de aquí en adelante tomaremos $\Gamma_{10} = \Gamma$ como unidad de frecuencia en todo el trabajo. De este modo las ecuaciones serán adimensionales.

La ecuación correspondiente a la propagación del campo supone un medio denso y una lenta variación temporal. Su forma más general es la siguiente:

$$E = E_{in} + \frac{\mu_0 c L}{2} i \omega P \quad (2)$$

Si se expresa en términos de la frecuencia de Rabi adimensional $\Omega = 2dE/\hbar \Gamma$, se tiene:

$$\Omega = \Omega_i + \gamma_R \sum_N p(N)(\mu_{10}R_{10}^N + \mu_{21}R_{21}^N) \quad (3)$$

Donde $\gamma_R = \mu_0 c L n_0 d^2 \omega / 2 \hbar \Gamma$ es la amplitud del campo superradiante producido por los dipolos de la lámina, siendo $n_0 = 3.46 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ la concentración de agregados [6]. La velocidad de la luz en el vacío y la constante de permeabilidad magnética son c y μ_0 respectivamente.

Como se puede apreciar, el segundo término de la Ec. (3) está fuertemente relacionado con la polarización presente en el sistema. Este término resulta de la contribución de todos los segmentos presentes en la muestra desordenada. La función de distribución que describe la inhomogeneidad en la longitud de las cadenas de localización se denota por $p(N)$. Puede reemplazarse por su análoga dependiente de las desintonías Δ_{10}^N mencionadas anteriormente, de manera que el perfil gaussiano que se considerará para esta distribución es el siguiente:

$$\sum_N p(N) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(\Delta_{10}^N - \Delta_{10}^0)^2 / 2G^2]}{\sqrt{2\pi G^2}} d\Delta^N \quad (4)$$

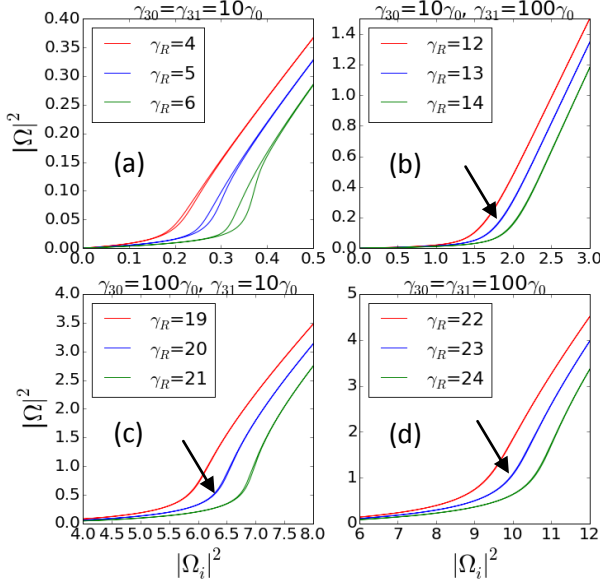


Fig. 2: Comportamiento de la intensidad del pulso a la salida, en función de la intensidad de entrada. Las flechas indican la intensidad óptima para el campo de saturación en cada caso: (b) $|\Omega_s|^2 = 1.8$, (c) $|\Omega_s|^2 = 6.3$, (d) $|\Omega_s|^2 = 10$.

Donde $\Delta_{10}^0 = \omega_{10}^0 - \omega$ es el desajuste medio entre de la frecuencia del campo incidente ω y el valor medio de las frecuencias asociadas a un segmento coherente de longitud N , que se define como ω_{10}^0 . Además G es la anchura de la banda del agregado debido al ensanchamiento inhomogéneo del desorden.

De cara a buscar aplicaciones útiles del fenómeno de luz lenta en telecomunicaciones, estudiaremos la propagación de un pulso luminoso, cuya anchura está determinada por su *FWHM*, incluido en el campo incidente Ω_i . Para ello se integran numéricamente las Ecs. (1) y (3) y se analiza el retraso del pulso F y la distorsión D . En concreto, el retraso del pulso se define como sigue:

$$F = \frac{t_{Max(\Omega)} - (t_{Max(\Omega_i)} + L/c)}{FWHM} \quad (5)$$

Es decir, el retraso se calcula como la diferencia temporal entre el pulso de salida y un pulso de referencia que se propaga en el vacío, normalizado por la anchura del pulso. Por otra parte, se define la distorsión D como el cociente entre las desviaciones estándar de las intensidades de entrada y de salida.

III. RESULTADOS.

En primer lugar, realizamos una comprobación para validar las Ecs. (1) y (3).

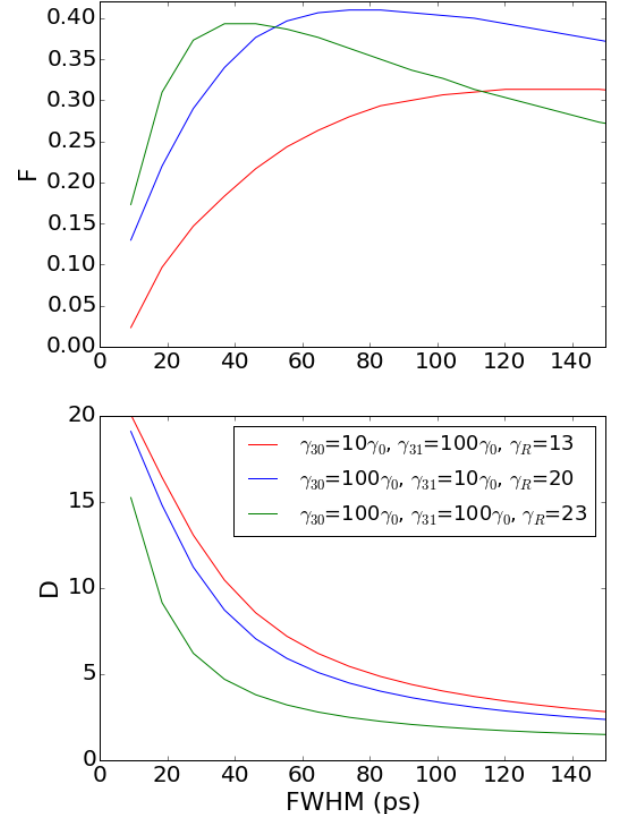


Fig. 3: Retardo y distorsión del pulso de salida respecto del pulso de entrada frente a la anchura a media altura (FWHM), en el sistema sin desorden para los casos seleccionados. $|\Omega_s|^2 = 1.8$ ($\gamma_R = 13$), $|\Omega_s|^2 = 6.3$ ($\gamma_R = 20$) y $|\Omega_s|^2 = 10$ ($\gamma_R = 23$).

Imponiendo $\mu_{21} = 0$ y $d = d_{10}$, se reproducen los resultados del esquema de dos niveles [6].

A continuación, se considera el sistema completo con los valores citados en la Sec. II. Dado que no hemos encontrado en la bibliografía valores de las constantes γ_{30} y γ_{31} , variamos estos parámetros de manera similar a lo realizado en [12]. Para valores bajos de esos parámetros (del orden de γ_0), se ha encontrado que la biestabilidad óptica aparece a valores pequeños de γ_R . Esto implica que en esos casos la respuesta colectiva del agregado es reducida, y por tanto va en contra de obtener retardos significativos. En consecuencia nos centramos en el caso de valores apreciables de γ_{30} y γ_{31} , del orden de γ_{10} .

A. Sistema sin desorden: Biestabilidad.

Estudiamos primero la aparición de biestabilidad óptica en el sistema de cuatro niveles sin desorden. Como se aprecia en la Fig. 2(a), el comportamiento biestable aparece a partir de un cierto valor umbral $\gamma_R \geq \gamma_R^*$. De hecho, puede apreciarse que la aparición de la biestabilidad se da para γ_R mayores cuando γ_3 aumenta. Por otro lado, si $\gamma_{30} < \gamma_{31}$ el comportamiento biestable

aparece a valores menores de γ_R , de acuerdo con lo hallado en [12]. Para situaciones previas a la aparición de biestabilidad, como las mostradas en los paneles (b, c, d) de la Fig. 2, se puede apreciar un crecimiento monótono de la intensidad de salida $|\Omega|^2$ en función de la de entrada $|\Omega_i|^2$. A partir de un cierto valor de la intensidad incidente, que llamaremos de saturación $|\Omega_s|^2$, se da un cambio notable en el crecimiento.

B. Propagación de pulsos en ausencia de desorden.

En primer lugar, con el fin de adquirir una mejor comprensión del sistema, analizaremos el caso sin desorden, i.e. sin dispersión de tamaños. Para llevar a cabo los cálculos relativos a este apartado, se integran las Ecs. (1) y (3) teniendo en cuenta un pulso luminoso de una cierta anchura, determinada a través de su *FWHM*. Basándonos en [6], para obtener retardos relevantes y distorsiones pequeñas en los pulsos escogemos como condiciones óptimas un γ_R próximo pero inferior a γ_R^* . Las intensidades utilizadas coincidirán con los valores de Ω_s obtenidos en la Sec. IIIA. En la Fig. 3 se muestra el cálculo realizado para los casos indicados con las flechas en la Fig. 2. La aparición de biestabilidad produce una disminución en el retardo, así como un aumento de la distorsión en el pulso. Si bien el retardo máximo encontrado da una distorsión elevada, obtenemos por ejemplo que para $\gamma_{30} = 10\gamma_{31} = 100\gamma_0$ y $\gamma_R = 20$, se obtienen $F = 0.37$ y $D = 2.5$, a una anchura de pulso de $135ps$. Aunque el valor de γ_R para el que se encuentran estos resultados es mucho mayor que en el caso de dos niveles [6], las condiciones para el fenómeno de luz lenta son igual de favorables.

Además se observa una propiedad importante de este modelo, que consiste en que los picos de retardo no están alineados unos con otros, contrariamente a como ocurría en [6]. Encontramos pues que la anchura del pulso que da lugar a las condiciones óptimas de luz lenta depende de la relación entre γ_{30} y γ_{31} . Concretamente, cuando γ_3 aumenta, el retardo máximo afecta a pulsos de *FWHM* menores. Esto es lo esperable, puesto que una rápida relajación desde el estado $|3\rangle$ favorece la respuesta del sistema a pulsos más cortos.

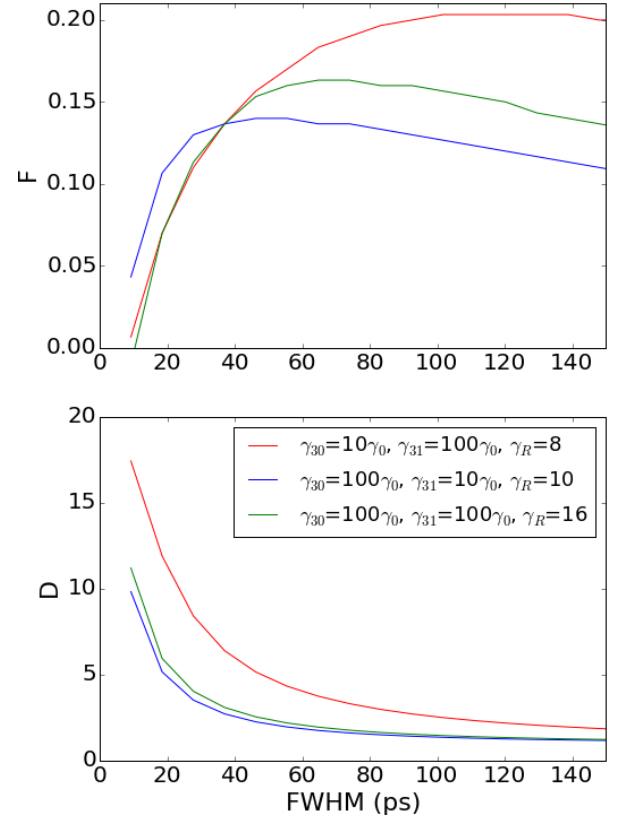


Fig. 4: Retardo y distorsión del pulso de salida respecto del pulso de entrada frente a la anchura a media altura (*FWHM*), en el sistema desordenado para los casos seleccionados. $|\Omega_s|^2 = 0.8$ ($\gamma_R = 8$), $|\Omega_s|^2 = 1.8$ ($\gamma_R = 10$) y $|\Omega_s|^2 = 2.5$ ($\gamma_R = 16$).

C. Propagación de pulsos en un medio desordenado.

Ciñéndonos por simplicidad a un grado de desorden $G = \Gamma$, la propagación de pulsos se estudia siguiendo el mismo criterio que el utilizado en la Sec. IIIB para determinar las condiciones óptimas. Es decir, primero obtenemos las curvas de transmitancia análogas a la Fig. 2, definiendo así los valores de γ_R y Ω_s óptimos en la propagación de pulsos. Nótese que la inclusión de desorden permite la aparición de biestabilidad a γ_R^* menores. Igualmente mostramos los resultados relativos a la propagación de pulsos en el sistema desordenado, ver Fig. 4. Como se puede apreciar, encontramos que el desorden supone una disminución considerable de F , aunque la distorsión no aumenta. Aún así, obtenemos otra vez un buen resultado para la realización de luz lenta, resultando $F = 0.21$ y $D = 2.2$ cuando $\gamma_R = 8$. Nuevamente, la anchura del pulso que da lugar a las condiciones óptimas de luz lenta depende del grado de desorden. Además, la reducción de F al incluir el desorden depende de los valores concretos de γ_{30} y γ_{31} .

IV. CONCLUSIONES.

El modelo presentado para estudiar una lámina delgada de un JA reproduce correctamente los resultados previos publicados en el caso límite con $d_{21} = 0$ [6]. Sin embargo, al considerar el sistema de cuatro niveles aparecen ciertos comportamientos que no se encuentran en el modelo de dos niveles. Los resultados nos permiten afirmar que la descripción del fenómeno de luz lenta requiere de, al menos de momento, una descripción según el modelo de cuatro niveles.

Gracias al escaneo de valores realizado para los parámetros γ_{30} y γ_{31} y el análisis de las curvas de biestabilidad, hemos obtenido las condiciones óptimas de respuesta del sistema, que proporcionan un mayor retardo en el pulso con una menor distorsión.

Considerando un sistema sin desorden hemos encontrado que las condiciones de luz lenta más prometedoras surgen cuando $\gamma_3 = \gamma_{30} + \gamma_{31}$ toma valores del orden de γ_{10} . Estos resultados han de ser corroborados experimentalmente con medidas de γ_{30} y γ_{31} . Por otra parte, a diferencia del modelo de dos niveles, los picos de las curvas de retardo para cada uno de los casos seleccionados no coinciden en un valor determinado de anchura de pulso. Este efecto es propio de la descripción a cuatro niveles y prueba la necesidad de realizar esta descripción para estudiar correctamente el sistema. Aún así, obtenemos unas condiciones de retardo y distorsión igual de prometedoras que en el caso de dos niveles, con $F = 0.37$ y $D = 2.5$.

Al considerar un sistema desordenado, la disposición de los picos de retardo cambia respecto del caso sin desorden. Para poder explicar este comportamiento será necesario profundizar en el estudio del modelo que describe este sistema. En cualquier caso, se ha observado que la introducción de desorden disminuye la respuesta de luz lenta, si bien la curva de distorsión decae más rápidamente, de acuerdo con [6]. Aún así seguimos obteniendo resultados relevantes, $F = 0.21$ y $D = 2.2$. Además, los valores de γ_R seleccionados para realizar la Fig. 4 son visiblemente inferiores a los utilizados en la Sec. IIIA. Nótese que valores elevados de γ_R están asociados a valores de la concentración n_0 grandes. Si n_0 es demasiado elevado, las características requeridas en las aproximaciones para la película delgada no se verifican. En este sentido, el

desorden favorece la aparición de luz lenta en el marco de nuestras aproximaciones.

El proceso de luz lenta aún necesita ser estudiado en profundidad y requiere que se hagan esfuerzos tanto en el ámbito teórico como en el experimental. Los efectos de amplificación óptica no han sido investigados, si bien son de gran interés tecnológico y complementarían este estudio. Los avances conseguidos hasta el momento convierten a las películas delgadas de JA en un material prometedor para fabricar nanodispositivos de luz lenta.

V. BIBLIOGRAFÍA.

- [1] L. Thévenaz, *Nature Photonics*, **2**, 474 (2008).
- [2] M. S. Bigelow, *Ultra-Slow and Superluminal Light Propagation in Solids at Room Temperature*, Universidad de Rochester, New York, (2004).
- [3] Z. Shi, R. W. Boyd, R. M. Camacho, P. K. Vudyasetu, J. C. Howell, *Physical Review Letters*, **99**, 240801 (2007).
- [4] Z. Shi, R. W. Boyd, D. J. Gauthier, C. C. Dudley, *Optics Letters*, **32**, 915 (2007).
- [5] G. M. Gehring, R. W. Boyd, A. E. Gaeta, D. J. Gauthier y A. E. Willner, *Journal of Lightwave Technology*, **26**, 3752 (2008).
- [6] E. Cabrera-Granado, E. Díaz y O. G. Calderón, *Physical Review Letters*, **107**, 013901 (2011).
- [7] F. Wurthner, T. E. Kaiser y C. R. Saha-Moller, *J-Aggregates: From Serendipitous Discovery to Supramolecular Engineering of Functional Dye Materials*, *Angewandte Chemie International Edition*, **50**, 3376 (2011).
- [8] J. Knoester, *Int. J. Photoenergy*, **2006**, 61364 (2006).
- [9] V. A. Malyshev, H. Glaeske y K. H. Feller, *Journal of Chemical Physics*, **113**, 1170 (2000).
- [10] V. A. Malyshev y P. Moreno, *Physical Review A*, **53**, 416 (2000).
- [11] H. Glaeske, V. A. Malyshev y K. H. Feller, *Journal of Chemical Physics*, **114**, 1966 (2001).
- [12] J. A. Klugkist, V. A. Malyshev y J. Knoester, *Journal of Chemical Physics*, **128**, 084706 (2008).